

# Расчетная оценка относительной диэлектрической проницаемости проводниковых немагнитных материалов при воздействии на них переменного тока проводимости

М. И. Баранов

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»  
Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»,  
г. Харьков, 61013, Украина, e-mail: [baranovmi49@gmail.com](mailto:baranovmi49@gmail.com)

Поступила в редакцию 19.05.2021

После доработки 15.06.2021

Принята к публикации 21.06.2021

На основе частного случая равенства плотностей тока проводимости и смещения в однородной немагнитной проводящей среде рассмотрены результаты приближенной расчетной оценки относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  проводниковых немагнитных материалов (металлов и сплавов), широко применяемых в силовой электротехнике, промышленной электроэнергетике и высоковольтной импульсной технике в условиях воздействия переменных (импульсных) электрических токов проводимости и электромагнитных полей (ЭМП) различных амплитудно-временных параметров. Показано, что в исследуемом случае для низких частот  $f_0$  тока проводимости и ЭМП (при частоте порядка  $10^2$  Гц) из диапазона сверхдлинных электромагнитных волн (ЭМВ) рассматриваемые материалы характеризуются сверхбольшими значениями электрофизического параметра  $\epsilon_r$  (порядка  $10^{15}$ ). Для сверхвысоких частот  $f_0$  тока и ЭМП (при частоте порядка  $5 \times 10^{13}$  Гц) из диапазона ЭМВ инфракрасного излучения указанные проводящие материалы определяются значениями  $\epsilon_r$  порядка  $(10^2 - 10^4)$ , и по электрофизическому параметру  $\epsilon_r$  они будут приближаться к твердым диэлектрикам и сегнетоэлектрикам.

*Ключевые слова:* немагнитные металлы и сплавы, электрический переменный (импульсный) ток проводимости, электромагнитное поле, относительная диэлектрическая проницаемость металлов (сплавов), расчет

УДК 621.3.01:621.313

<https://doi.org/10.52577/eom.2022.58.5.19>

## СОСТОЯНИЕ И АКТУАЛЬНОСТЬ ЗАДАЧИ

Классическая теория электромагнитного поля (ЭМП) выдающегося английского физика Джеймса Максвелла [1], как известно, является феноменологической теорией, обобщающей основные законы электрических и магнитных явлений в земной природе [2]. Ее феноменологичность состоит в том, что в ней электрические и магнитные свойства исследуемых сплошных проводящих и изоляционных сред описываются тремя основными электрофизическими параметрами [2, 3]: абсолютной диэлектрической проницаемостью среды  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ , где  $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная, а  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды; абсолютной магнитной проницаемостью среды  $\mu = \mu_0 \mu_r$ , где  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная, а  $\mu_r$  – относительная магнитная проницаемость среды; удельной электропроводностью среды  $\gamma_0$ . Из этих данных следует, что такие широко используемые в области современной электротехники, электроэнергетики и высоковольтной

импульсной техники (ВИТ) проводящие материалы, как высоко- и низкоэлектропроводные металлы и сплавы (например, медь, алюминий и сталь), характеризуются электрофизическим параметром – их относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r$ . Величина  $\epsilon_r$  присуща всем физическим средам, и она, как и  $\gamma_0$ , определяет их электрические свойства [2]. Укажем, что величина  $\epsilon_r$  отражает степень уменьшения напряженности воздействующего внешнего электрического поля в исследуемой изотропной среде по сравнению с вакуумом, где  $\epsilon_r = 1$  [2, 3]. Например, в неполярном диэлектрике это уменьшение внешнего постоянного, переменного и импульсного электрического поля достигается за счет возникновения в нем (диэлектрике) под действием  $E$ -поля поляризационных микрочарядов (электрических микродиполей атомов и молекул этого вещества), ослабляющих его своими внутренними электрическими микрополями [2]. В металле это уменьшение воздействующего внешнего переменного (импульсного) электрического поля достигается за счет возникновения в нем (металле) из-за

явления электромагнитной индукции [2–5] внутреннего индукционного электрического поля, направленного против действия указанного внешнего  $E$ -поля. До сих пор вопросы выбора при практических расчетах электромагнитных процессов в электроустановках с токнесущими частями значений  $\epsilon_r$  для различных металлов (сплавов) в мировой электротехнической (электрофизической) науке остаются малоизученными. Эти вопросы еще в большей степени усугубляются нелинейной зависимостью параметра  $\epsilon_r$  от частоты  $f_0$  протекающего по металлу (сплаву) переменного (импульсного) тока проводимости  $i_0(t)$  с различными амплитудно-временными параметрами (АВП) или воздействующего на эти проводящие материалы переменного (импульсного) ЭМП. Особо остро данные научно-технические вопросы возникают при расчетной оценке на основе фундаментальных уравнений Максвелла в задачах классической электродинамики плотности и самого тока смещения в проводящих средах и учете их влияния на протекающие в них низко- и высокочастотные электромагнитные процессы [2–8]. Принятое в [6] допущение о том, что для основных проводниковых материалов (например, меди, алюминия, железа, цинка и их сплавов), широко применяемых в области промышленной электроэнергетики и ВИТ при получении больших импульсных токов (сильных ЭМП), численное значение для их параметра  $\epsilon_r$  можно принять равным  $\epsilon_r \approx 1$ , не выдерживает никакой критики и является ошибочным. В этой связи актуальной в мире прикладной научно-технической задачей является та, которая связана с расчетным определением частотно-зависимого параметра  $\epsilon_r$  для широко используемых на практике различных металлов (сплавов), испытывающих прямое (косвенное) воздействие переменных (импульсных) электрических токов проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП с теми или иными АВП.

Известно, что в низко- и высокопроводящих материалах с переменным электрическим током  $i_0(t)$  и ЭМП теоретически возможны два крайних случая [2, 6]: во-первых, ток смещения  $i_s(t)$  значительно больше тока проводимости  $i_0(t)$  и выполняется неравенство вида  $\gamma_0 \ll \omega_0 \epsilon_0 \epsilon_r$ , где  $\omega_0$  – круговая частота изменения тока  $i_0(t)$  и ЭМП (на практике этот случай характерен для диэлектрических сред, где ток проводимости близок к нулю); во-вторых, ток проводимости  $i_0(t)$  значительно больше тока смещения  $i_s(t)$  и будет выполняться неравенство вида  $\gamma_0 \gg \omega_0 \epsilon_0 \epsilon_r$ . Для применения специалистами на практике этих неравенств и выбора первого или второго случая, к которому относится решаемая

ими электродинамическая задача, при заданных численных значениях  $\gamma_0$ ,  $\omega_0$  и  $\epsilon_0$  необходимо иметь расчетное соотношение для параметра  $\epsilon_r$ , которое будет определять его численное значение. В связи с отсутствием на сегодня в классической электродинамике подобного соотношения для параметра  $\epsilon_r$  несомненный практический интерес может представлять частный пограничный случай, для которого будет справедливо следующее равенство:  $\gamma_0 = k_0 \omega_0 \epsilon_0 \epsilon_r$ , где  $k_0 = 1$ . Именно данное соотношение, при котором будет выполняться равенство плотностей тока проводимости и смещения в проводящей среде, может оказаться той отправной электрофизической точкой, позволяющей расчетным путем оценить приближенное значение относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  этой среды. Наличие при этом в проводящей среде тока смещения  $i_s(t)$ , обусловленного изменяющейся в этой среде во времени  $t$  напряженности электрического поля и не вызывающего тепловых (джоулевых) потерь электромагнитной энергии в токнесущем материале проводника [2, 6], не может принципиально повлиять на используемые физические методы расчета параметра  $\epsilon_r$ . Кроме того, исключение при определении параметра  $\epsilon_r$  из рассмотрения тока смещения  $i_s(t)$  будет нарушать соленоидальность (замкнутость) полного переменного электрического тока в проводнике и его цепи, что не соответствует реальным электрофизическим процессам, наблюдаемым в практике электричества.

*Цель статьи* – приближенная расчетная оценка для частного случая при равенстве плотностей тока проводимости и смещения в однородной немагнитной проводящей среде относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  проводниковых немагнитных материалов, широко используемых в силовой электро-технике, электроэнергетике и ВИТ и испытывающих воздействие на них переменных (импульсных) электрических токов проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП различных АВП.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим размещенный в воздушной среде прямолинейный немассивный круглый цилиндрический проводник радиусом  $r_0$  и длиной  $l_0 \gg r_0$  (см. рисунок) с удельной электропроводностью  $\gamma_0$  его немагнитного однородного металла (сплава) и сплошным сечением  $S_0 = \pi r_0^2$ , по которому в его продольном направлении протекает переменный (импульсный) аксиальный ток проводимости  $i_0(t)$ . Пусть АВП тока проводимости  $i_0(t)$  указанного проводника

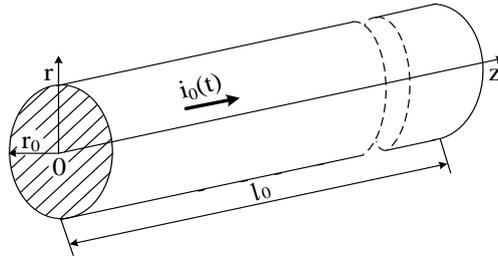


Рис. 1. Сплошной цилиндрический проводник длиной  $l_0$  и радиусом  $r_0 \ll l_0$  с аксиальным током проводимости  $i_0(t)$  [9].

конечных геометрических размеров изменяются во времени  $t$  с частотой  $f_0$  по гармоническому закону и допускают выполнение следующего условия:  $r_0 \leq 2\pi\Delta_r$ , где  $\Delta_r \approx (\pi f_0 \mu_0 \gamma_0)^{-1/2}$  – глубина проникновения собственного (внешнего) ЭМП в металл (сплав) проводника в квазистационарном режиме протекания в нем электромагнитных процессов [3, 9].

Принимаем, что длительность периода  $T_0 = 1/f_0$  колебаний тока проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП превышает время релаксации  $\tau_r$  дрейфующих свободных электронов в металле рассматриваемого проводника. Заметим, что величина  $\tau_r$ , соответствующая средней длине свободного пробега дрейфующих электронов по кристаллической структуре металлического проводника, для используемых в силовой электротехнике и ВИТ основных проводниковых материалов составляет примерно  $10^{-14}$  с [6].

Согласно [2], при  $T_0 > \tau_r$  могут быть применены уже имеющиеся в электротехнике и ВИТ количественные значения для параметра  $\gamma_0$ , полученные для удельной электропроводности основных проводниковых металлов (сплавов) опытным путем в статическом режиме (при комнатной температуре  $\theta_0 = 20$  °С) и приведенные в [6]. Следует отметить, что в общем случае параметр  $\gamma_0$  является динамической характеристикой, носящей комплексный характер [2]. В рамках приближенного решения данной задачи ограничимся рассмотрением статической удельной электропроводности  $\gamma_0$  указанных проводниковых материалов. В этой связи приведенные допущения позволяют при решении задачи по нахождению при равенстве плотностей тока проводимости и смещения в проводящей среде оценочных значений параметра  $\varepsilon_r$  для большой номенклатуры металлов (сплавов) рассматривать и весьма широкий диапазон изменения частоты  $f_0$  распространяющегося в них тока и ЭМП (от 50 Гц до  $5 \times 10^{13}$  Гц), для которого (этого диапазона) будет выполняться указанное выше соотношение  $T_0 > \tau_r$ . Требуется с учетом принятых допущений для указанного частного случая соотношения плотностей токов проводимости и смещения в линейной проводящей среде расчетным путем в рассматриваемом прибли-

жении определить относительную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon$ , для однородных немагнитных материалов исследуемого проводника с переменным (импульсным) током проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП различных АВП.

## ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Из электродинамики известно, что усредненная скорость  $v_{mr}$  распространения монохроматической поперечной электромагнитной волны (ЭМВ), напряженности электрического и магнитного полей которой изменяются во времени  $t$  по гармоническому закону с частотой  $f_0$  в приповерхностном слое исследуемого проводника ( $r \rightarrow r_0$ ), может быть определена по следующему соотношению [2, 3]:

$$v_{mr} = 1 / (\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r)^{1/2}. \quad (1)$$

Применительно к рассматриваемому случаю для изотропного немагнитного ( $\mu_r = 1$ ) материала исследуемого проводника с переменным током проводимости  $i_0(t)$  с учетом данных из [3], характерных для распространения монохроматической поперечной ЭМВ в проводящей среде, может быть получена следующая приближенная формула для нахождения усредненного значения скорости  $v_{mr}$  [10]:

$$v_{mr} \approx [2\pi f_0 / (\mu_0 \gamma_0)]^{1/2}. \quad (2)$$

Укажем, что формула (2) соответствует тому электрофизическому случаю, когда проникающая в однородный немагнитный материал исследуемого проводника ЭМВ изменяется внутри его макроструктуры с усредненной за период  $T_0 = 1/f_0$  частотой  $f_0/(2)^{1/2}$ , где  $f_0$  – частота протекающего по проводнику аксиального тока проводимости  $i_0(t)$ , и в проводящей среде наблюдается равенство плотностей тока смещения и проводимости. Поэтому применение (2) возможно не только тогда, когда пройденное ЭМВ расстояние ( $r_0 - r$ ) внутри немагнитного ( $\mu_r = 1$ ) металла (сплава) проводника значительно меньше длины волны  $\lambda_r \approx 2\pi/(\pi f_0 \mu_0 \gamma_0)^{1/2}$ , но и когда указанное расстояние ( $r_0 - r$ ) в материале проводника соизмеримо с величиной  $\lambda_r$ , где ЭМП практически полностью затухает [3].

**Таблица 1.** Численные значения относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r(f_0)$  для используемых в силовой электротехнике, электроэнергетике и ВИТ основных немагнитных металлов (сплавов) и частот колебаний  $f_0$  тока проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП в случае равенства в них плотностей тока проводимости и смещения

Частота $f_0$ , Гц	Численное значение $\epsilon_r$				
	Наименование металла (сплава)				
	Медь	Алюминий	Сталь нержавеющая	Латунь	Бронза бериллиевая
50	$20,88 \times 10^{15}$	$12,96 \times 10^{15}$	$4,94 \times 10^{14}$	$5,78 \times 10^{15}$	$3,98 \times 10^{15}$
$50 \times 10^3$	$20,88 \times 10^{12}$	$12,86 \times 10^{12}$	$4,94 \times 10^{11}$	$5,78 \times 10^{12}$	$3,98 \times 10^{12}$
$50 \times 10^6$	$20,88 \times 10^9$	$12,96 \times 10^9$	$4,94 \times 10^8$	$5,78 \times 10^9$	$3,98 \times 10^9$
$50 \times 10^9$	$20,88 \times 10^6$	$12,96 \times 10^6$	$4,94 \times 10^5$	$5,78 \times 10^6$	$3,98 \times 10^6$
$50 \times 10^{12}$	$20,88 \times 10^3$	$12,96 \times 10^3$	$4,94 \times 10^2$	$5,78 \times 10^3$	$3,98 \times 10^3$

**Таблица 2.** Численные значения статической удельной электропроводности  $\gamma_0$  для основных немагнитных металлов и сплавов ( $\mu_r = 1$ ), применяемых в силовой электротехнике, электроэнергетике и ВИТ [6]

Численное значение $\gamma_0$ при $\theta_0 = 20$ °С, $10^7$ (Ом·м) <sup>-1</sup>				
Наименование металла (сплава)				
Медь	Алюминий	Сталь нержавеющая	Латунь	Бронза бериллиевая
5,81	3,61	0,138	1,61	1,11

Учитывая принятые допущения и приближения, в рассматриваемом случае возможно приравнивание фазовых скоростей  $v_{mr}$ , согласно (1) и (2), к распространяющимся в однородной немагнитной проводящей среде ЭМВ. Тогда в частном случае при равенстве плотностей тока смещения и проводимости в проводящей среде из (1) и (2) для относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  изотропного немагнитного ( $\mu_r = 1$ ) металла (сплава) исследуемого проводника с переменным (импульсным) электрическим аксиальным током проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП с частотой  $f_0$  их изменения можно получить следующее приближенное аналитическое соотношение:

$$\epsilon_r \approx \gamma_0 / (2\pi\epsilon_0 f_0). \quad (3)$$

Из (3) видно, что полученное описанным электродинамическим путем соотношение для  $\epsilon_r$  полностью соответствует указанному во вводной части статьи условию вида:  $\gamma_0 = \omega_0 \epsilon_0 \epsilon_r$ . При неизменной электрической постоянной  $\epsilon_0$  электрофизический параметр  $\epsilon_r$  определяется всего двумя величинами: удельной электропроводностью  $\gamma_0$  металла проводника и частотой  $f_0$  протекающего по проводнику тока проводимости  $i_0(t)$  или воздействующего на него ЭМП. Причем, применительно к  $\gamma_0$  приближенная зависимость (3) для  $\epsilon_r$  носит прямо пропорциональный характер, а для  $f_0$  – обратно пропорциональный. В этой связи для весьма низких частот  $f_0$  воздействующего на немагнитный проводник переменного (импульсного) ЭМП численные значения относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  его металла ( $\mu_r = 1$ ),

согласно (3), будут относительно большими, а для сверхвысоких частот  $f_0$  – относительно малыми. Поэтому для определенных сверхвысоких частот колебаний  $f_0$  воздействующего на немагнитный материал с удельной электропроводностью  $\gamma_0$  исследуемого проводника тока (ЭМП) он по своему параметру  $\epsilon_r$  может приближаться к твердому диэлектрику (сегнетоэлектрику) [2]. Кстати, подобная частотная зависимость рассматриваемого электрофизического параметра  $\epsilon_r$  от  $f_0$  будет, согласно (3), наблюдаться и для такой широко используемой в промышленной электроэнергетике и ВИТ среды, как проводящая немагнитная ( $\mu_r = 1$ ) земля (грунт), для которых величина  $\gamma_0$  численно составляет от  $10^{-3}$  (Ом·м)<sup>-1</sup> до  $10^{-2}$  (Ом·м)<sup>-1</sup> [11, 12]. Из (3) для проводящего однородного грунта при  $\gamma_0 = 10^{-2}$  (Ом·м)<sup>-1</sup> и  $f_0 = 50$  МГц (частный случай, характерный для ВИТ) следует, что его относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  будет численно составлять около 3,58. Этот количественный результат для электрофизического параметра  $\epsilon_r$  применительно к проводящему грунту (например, суглинка [11]), полученный по предлагаемому приближенному расчетному соотношению (3), хорошо согласуется с имеющимися в области ВИТ для параметра  $\epsilon_r$  экспериментальными данными, характерными для мощных электроустановок, моделирующих над грунтом высокочастотные электромагнитные импульсы [12]. При  $\gamma_0 = 10^{-2}$  (Ом·м)<sup>-1</sup> и  $f_0 = 50$  Гц (частный случай, характерный для промышленной электроэнергетики [13]) относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  проводящего однородного грунта, согласно ее

расчетной оценке по (3), будет численно составлять около  $3,58 \times 10^6$ .

В табл. 1 для случая равенства плотностей тока смещения и проводимости в проводящей среде приведены результаты расчетной оценки по (3) величины  $\epsilon_r$  для ряда материалов и частот  $f_0$  переменного тока проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП, широко применяемых в области силовой электротехники, электроэнергетики и ВИТ. При этом численные данные для удельной электропроводности  $\gamma_0$  соответствующих металлов и сплавов, согласно табл. 2, были взяты из [6] при температуре  $\theta_0 = 20^\circ\text{C}$ .

Из количественных данных табл. 1 видно, что значения относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  для указанных металлов и сплавов, найденные в приближенном виде по предложенной формуле (3), для низких частот  $f_0$  (в диапазоне сверхдлинных ЭМВ частотой порядка  $10^2$  Гц [2]), воздействующих на них (эти проводниковые материалы) токов проводимости и ЭМП принимают огромные (порядка  $10^{15}$ ), но все же конечные численные показатели. Для сверхвысоких частот  $f_0$  (в диапазоне ЭМВ инфракрасного излучения частотой порядка  $5 \times 10^{13}$  Гц [2]), воздействующих на указанные металлы (сплавы) электрических токов проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП значения их  $\epsilon_r$  становятся равными порядка сотен и тысяч единиц. Эти приближенные расчетные данные для  $\epsilon_r$  свидетельствуют о том, что в частотном диапазоне инфракрасного излучения для воздействующих на рассматриваемые металлы и сплавы токов проводимости  $i_0(t)$  и ЭМВ они (эти проводниковые материалы) по своему электрофизическому параметру  $\epsilon_r$  будут приближаться к твердым диэлектрикам (численные значения  $\epsilon_r$  для этих электротехнических материалов могут составлять до десятка единиц [2]) и сегнетоэлектрикам (численные значения  $\epsilon_r$  для них могут составлять до десятка тысяч единиц [2]). Увеличение частоты  $f_0$  изменения тока проводимости  $i_0(t)$  и соответственно порождаемого им переменного ЭМП в  $10^{13}$  раз приводит по (3) к уменьшению во столько же раз относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  для указанных основных проводниковых материалов (см. данные табл. 1).

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ОБСУЖДЕНИЯ И АНАЛИЗА ПОЛУЧЕННЫХ ДЛЯ ПАРАМЕТРА $\epsilon_r$ РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ

Теория ЭМП Максвелла основана на том физическом представлении, что всякое изменение магнитного поля в материальной среде сопровождается возникновением в ней

электрического поля и наоборот [2]. Поэтому начнем с того, что, в соответствии с классической электродинамической формулой (1) [2, 3], увеличение значения относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  однородной немагнитной ( $\mu_r = 1$ ) проводящей или изоляционной среды приводит к уменьшению скорости  $v_{mr}$  распространения в них рассматриваемой ЭМВ. При этом временная задержка распространяющейся в проводящей среде ЭМВ связана с преодолением ею (этой волною) влияния последствий возникновения в этой среде явления электромагнитной индукции [2–5], сопровождающегося генерированием в данной среде противодействующего внешнему электромагнитному воздействию (внешнему ЭМП) внутреннего ЭМП. Причем, с увеличением частоты  $f_0$  переменного (импульсного) тока  $i_0(t)$  или внешнего ЭМП возникающая (индуктируемая) в проводящей среде электродвижущая сила (ЭДС) и соответственно генерируемые в ней (этой среде) индукционные токи и внутренние ЭМП будут также возрастать. В этой связи для сохранения природного баланса в рассматриваемых электрофизических процессах, на взгляд автора, в проводящей среде должен появиться механизм, компенсирующий (ограничивающий) такое возрастающее влияние с ростом частоты  $f_0$  индуктируемой ЭДС на процесс распространения в данной среде ЭМВ. Таким физическим механизмом (своего рода природным компенсатором) может стать процесс уменьшения относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  материала проводящей среды с увеличением частоты  $f_0$  внешнего ЭМП или протекающего в ней переменного (импульсного) тока проводимости  $i_0(t)$ . Формула (3), а также рассчитанные по ней и сведенные в табл. 1 численные значения электрофизического параметра  $\epsilon_r$  для ряда металлов (сплавов) как раз наглядно и демонстрируют работу такого механизма. Кроме того, на возможность появления подобного физического механизма в проводящей среде указывает и формула (2), определяющая в первом приближении скорость  $v_{mr}$  распространения ЭМВ в немагнитном изотропном металле (сплаве). Из (2) следует то положение, что с увеличением частоты колебаний  $f_0$  переменного (импульсного) тока  $i_0(t)$  или ЭМП должно наблюдаться и увеличение в таком металле скорости  $v_{mr}$  распространения ЭМВ. Согласно фундаментальному соотношению (1), единственным путем для увеличения скорости  $v_{mr}$  распространения ЭМВ в однородном немагнитном ( $\mu_r = 1$ ) проводящем материале рассматриваемого проводника должно

быть уменьшение его относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_r$ .

Следует отметить и то, что на возможность существования обсуждаемого здесь физического механизма по уменьшению, согласно (3), значений относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_r$  проводящих немагнитных материалов с увеличением частоты  $f_0$  колебаний, воздействующих на них тока проводимости  $i_0(t)$  или ЭМВ указывает и фундаментальная электродинамическая зависимость для модуля нормальной компоненты вектора электрического смещения  $D_{nr}$  на их (этих изотропных неферромагнитных материалах, размещенных в воздухе) наружных поверхностях, имеющая применительно к исследуемому электрофизическому случаю для цилиндрического проводника при  $(r_0 - r) = 0$  следующий аналитический вид [2, 3]:

$$D_{nr} = \varepsilon_0 \varepsilon_r E_{nr}, \quad (4)$$

где  $E_{nr}$  – модуль нормальной составляющей вектора напряженности электрического поля (со стороны проводящей среды) на наружной цилиндрической поверхности немагнитного однородного материала рассматриваемого проводника с переменным (импульсным) током проводимости  $i_0(t)$ , испытывающего извне воздействие ЭМВ с модулем нормально ориентированной к его поверхности компоненты  $E_n$  вектора напряженности электрического поля также частотой  $f_0$ .

Заметим, что при указанной ориентации вектора напряженности  $\vec{E}_n$  внешнего  $E$ -поля по нормали к наружной поверхности исследуемого проводника соответствующая поперечная ЭМВ будет распространяться в воздухе вдоль продольной оси  $OZ$  данного проводника (например, в ее отрицательном направлении, согласно рисунку).

В соответствии с материальными уравнениями теории ЭМП, на границе раздела рассматриваемых воздушной ( $\varepsilon_r = 1$ ) и проводящей сред (в качестве последней выступает исследуемый проводник) при присутствии модуля поверхностной плотности  $\sigma_s$  свободных электрических зарядов на наружной поверхности проводника (для  $(r_0 - r) = 0$ , согласно рисунку) с учетом (4) можно записать следующее фундаментальное граничное условие электродинамики [2, 3]:

$$D_n - D_{nr} = \varepsilon_0 E_n - \varepsilon_0 \varepsilon_r E_{nr} = \sigma_s. \quad (5)$$

Из (5) следует, что значение параметра  $\varepsilon_r$  для металла (сплава) исследуемого проводника в указанном случае может быть найдено по аналитическому соотношению следующего вида:

$$\varepsilon_r = (E_n - \sigma_s \varepsilon_0^{-1}) / E_{nr}. \quad (6)$$

При увеличении частоты  $f_0$  протекающего в проводнике переменного (импульсного) тока  $i_0(t)$  или при воздействии на него внешнего переменного ЭМП также частотой  $f_0$  с нормальной  $E_n$ -компонентой электрического поля из-за проявления *поверхностного эффекта* [3, 14, 15] в проводнике его ток и напряженности внутреннего ЭМП будут вытесняться из объема его материала к наружной поверхности исследуемого проводника. При высоких частотах  $f_0$  колебаний воздействующего тока  $i_0(t)$  (ЭМП) будет наблюдаться резкое проявление в металле (сплаве) проводника *поверхностного эффекта*, когда протекающие в материале проводника или индуцируемые в нем вихревые токи (направленно движущиеся свободные электроны материала проводника) будут локализовываться в приповерхностном скин-слое. Причем, чем будет выше частота  $f_0$  тока  $i_0(t)$  (ЭМП), тем в более тонком скин-слое проводника будут дрейфовать эти свободные электроны, способствующие повышению величины  $\sigma_s$ . Поэтому при неизменных значениях нормальных компонент  $E_n$  и  $E_{nr}$  напряженностей электрического поля относительная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_r$  материала исследуемого проводника с увеличением частоты  $f_0$  воздействующего на них тока  $i_0(t)$  (ЭМП) будет по (6) уменьшаться.

В соответствии с (3), при возрастании удельной электропроводности  $\gamma_0$  материала рассматриваемых металлов (сплавов) проводника и фиксированной частоте  $f_0$  колебаний в них тока (ЭМП) будет происходить увеличение значения его относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_r$  (см. табл. 1). В предельном случае при  $\gamma_0 \rightarrow \infty$  (при явлении *сверхпроводимости* металла или сплава [2, 16, 17]) величина  $\varepsilon_r$  для такого состояния вещества также будет стремиться к своему бесконечно большому численному показателю. Физически это объясняется тем, что при  $\gamma_0 \rightarrow \infty$  напряженности внешнего ЭМП практически не будут проникать внутрь материала проводника. При этом напряженности электрического и магнитного полей ЭМВ будут практически полностью вытесняться из проводника (подтверждением тому служат как *эффект Мейснера*, характерный для магнитного поля, так и те физические данные, которые свидетельствуют о том, что при явлении сверхпроводимости глубина проникновения переменного электрического тока и ЭМП в металлический сверхпроводник составляет порядка  $10^{-8}$  м [17]). А раз при  $\gamma_0 \rightarrow \infty$  и  $\sigma_s = \text{const}$  будет наблюдаться практически полное

ослабление воздействующего извне на сверхпроводящий металл (сплав)  $E$ -поля ( $E_{nr} \rightarrow 0$ ), то, согласно (6), и отношение указанных нормальных компонент напряженностей электрического поля  $E_n/E_{nr} \rightarrow \infty$  и, следовательно,  $\epsilon_r \rightarrow \infty$ . Такой результат может также свидетельствовать в пользу работоспособности предлагаемой приближенной формулы (3) для расчетной оценки электрофизического параметра  $\epsilon_r$ .

Для изоляционной среды указанная выше временная задержка (по сравнению с вакуумом, где  $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ , а  $\epsilon_r = 1$ ) распространяющейся в ней ЭМВ и соответственно уменьшение по (1) скорости  $v_{nr}$  ее распространения в этой диэлектрической среде с увеличением значения ее относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  связаны с преодолением ею влияния последствий возникающего в указанной среде явления электрической поляризации [2]. Как известно, данное электрофизическое явление в неполярном диэлектрике, помещенном в переменное (импульсное) электрическое поле или на который воздействует ЭМВ, обусловлено смещением отрицательно заряженного «электронного облака» его атомов (молекул) относительно положения положительно заряженного ядра этих атомов (молекул) диэлектрика [16]. В полярном же диэлектрике это явление связано с разворотом и строгим ориентированием по внешнему  $E$ - полю ранее образовавшихся в таком диэлектрике, но хаотично ориентированных без его (этого поля) действия электрических микродиполей вещества. В итоге возникающие в однородном диэлектрике практически равномерно распределенные по его объему внутренние электрические микрополя и будут производить соответствующее снижение напряженности электрического поля в воздействующей на него ЭМВ. Количественно электрическая поляризация диэлектрика тем или иным  $E$ -полем, включая и его  $E$ -компоненту в ЭМВ, описывается вектором поляризации, модуль которого равен возникающему при явлении электрической поляризации дипольному моменту единицы объема диэлектрика. Величина же этого дипольного момента в конечном счете определяется поверхностной плотностью возникающих в диэлектрике поляризационных зарядов [2].

Из приведенных данных видно, что величина относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  как проводящей, так и изоляционной сред неразрывно связана с электрофизическими явлениями, возникающими в этих средах при воздей-

ствии на них переменного (импульсного) тока  $i_0(t)$  и ЭМП.

Несмотря на рассмотренный выше частный случай (для условия вида  $\gamma_0 = \omega_0\epsilon_0\epsilon_r$ ) определения частотно-зависимого электрофизического параметра  $\epsilon_r(f_0)$  при равенстве плотностей тока смещения и проводимости в однородной немагнитной проводящей среде, приведенные результаты расширяют физические возможности при расчетной оценке в первом приближении численных значений относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r(f_0)$  для широко используемых на практике проводниковых немагнитных материалов и учете ее влияния на протекающие в них электромагнитные процессы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для частного случая равенства плотностей тока проводимости и смещения в однородной немагнитной проводящей среде предложено соотношение (3) для расчетной оценки в первом приближении численных значений относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  однородных проводниковых немагнитных материалов (металлов и сплавов), испытывающих воздействие на них переменного (импульсного) тока проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП различных АВП. Полученная формула (3) учитывает в принятом приближении влияние частоты колебаний  $f_0$  переменного (импульсного) электрического тока и ЭМП, а также удельной электропроводности  $\gamma_0$  данных металлов (сплавов) на электрофизический параметр  $\epsilon_r$  для исследуемых изотропных проводниковых немагнитных материалов.

2. Анализ результатов расчетной оценки по предложенной приближенной формуле (3) значений электрофизического параметра  $\epsilon_r$  для проводниковых немагнитных материалов (металлов и сплавов), применяемых в силовой электротехнике, электроэнергетике и ВИТ, показывает, что для низких частот  $f_0$  тока проводимости  $i_0(t)$  и ЭМП из диапазона сверхдлинных ЭМВ (при частоте порядка  $10^2$  Гц) указанные материалы характеризуются сверхбольшими значениями относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  (порядка  $10^{15}$ ). Для сверхвысоких частот  $f_0$  тока и ЭМП из диапазона ЭМВ инфракрасного излучения (при частоте порядка  $5 \times 10^{13}$  Гц) указанные проводящие материалы характеризуются значениями их относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  порядка ( $10^2 - 10^4$ ) и по электрофизическому параметру  $\epsilon_r$  они будут приближаться к твердым диэлектрикам и сегнетоэлектрикам.

3. Практическое применение приближенной формулы (3) при определении электрофизического параметра  $\epsilon_r$  для низкопроводящего однородного грунта, широко используемого в промышленной электроэнергетике и ВИТ, показывает, что при его удельной электропроводности  $\gamma_0 = 10^{-2} \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$  (тип грунта – суглинок) и частоте  $f_0 = 50 \text{ Гц}$  переменного тока (область электроэнергетики) расчетная относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  такого грунта будет составлять около  $3,58 \times 10^6$ , а при частоте  $f_0 = 50 \times 10^6 \text{ Гц}$  импульсного тока (область ВИТ) для того же грунта – примерно 3,58. Эти расчетные численные результаты для параметра  $\epsilon_r$  применительно к указанному грунту находят свое экспериментальное подтверждение в области промышленной электроэнергетики и ВИТ, где грунт (земля) широко используется в качестве обратного токопровода силового электрооборудования.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов, М.И., *Избранные вопросы электрофизики: Монография в 3-х томах. Том 1: Электрофизика и выдающиеся физики мира*. Харьков: НТУ «ХПИ», 2008. 252 с.
2. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики*. Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
3. Нейман, Л.Р., Демирчян, К.С., *Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов в 2-х томах. Том 2*. Л.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
4. Баранов, М.И., Электрофизический микромеханизм явления электромагнитной индукции в движущемся металлическом проводнике, *Электричество*, 2010, № 11, с. 59.
5. Баранов, М.И., Электрофизический микромеханизм явления электромагнитной индукции в неподвижном металлическом проводнике, *Электричество*, 2012, № 1, с. 36.
6. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. М.: Мир, 1972. 391 с.
7. Михайлов, В.М., *Импульсные электромагнитные поля*. Харьков: Вища школа, Изд. ХГУ, 1979. 140 с.
8. Подольцев, А.Д., Кучерявая, И.Н., *Элементы теории и численного расчета электромагнитных процессов в проводящих средах*. Киев: Изд. ИЭД НАН Украины, 1999. 363 с.
9. Баранов, М.И., Полевая и цепная формулировки фундаментальной задачи о передаче электромагнитной энергии в системе «металлический провод – проводящая земля» с переменным электрическим током, *Электротехника і електромеханіка*, 2008, № 2, с. 59.
10. Баранов, М.И., Особенности распространения стоячих электромагнитных и электронных волн в металлическом проводнике с электрическим переменным током проводимости, *ЭОМ*, 2021, Том 57, № 6, с. 72. doi: <https://doi.org/10.52577/eom.2021.57.6.72>.
11. Дмоховская, Л.Ф., Ларионов, В.П., Пинталь, Ю.С., Разевиг, Д.В., Рябкова, Е.Я., *Техника высоких напряжений: Учебник для вузов*. М.: Энергия, 1976. 488 с.
12. Рикетс, Л.У., Бриджес, Дж.Э., Майлетта, Дж., *Электромагнитный импульс и методы защиты*. М.: Атомиздат, 1979. 328 с.
13. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии. Том 3, Книга 1*. М.: Энергоатомиздат, 1988, 880 с.
14. Баранов, М.И., Поверхностный эффект в полом проводящем изотропном цилиндре с аксиальным импульсным магнитным полем, *Технічна електродинаміка*, 1999, № 2, с. 3.
15. Баранов, М.И., Кравченко, В.И., Медведева, В.А., Расчет глубины проникновения импульсного электромагнитного поля в массивный проводник, *Технічна електродинаміка*, 2001, № 3, с. 13.
16. Яворский, Б.М., Детлаф, А.А., *Справочник по физике*. М.: Наука, 1990. 624 с.
17. Баранов, М.И., *Антология выдающихся достижений в науке и технике: Монография в 4-х томах. Том 1*. Харьков: НТМТ, 2011. 311 с.

#### Summary

The results are given of approximate calculations of the relative permittivity  $\epsilon_r$  of conductive unmagnetic materials (metals and alloys) for a special case when the of conductivity and displacement currents are equal in a homogeneous unmagnetic medium. The above mentioned materials are widely used in the electric power engineering and high-voltage pulse engineering in conditions when alternating (pulse) electric currents and electromagnetic fields (EMFs) with different peak-temporal parameters are acting on them. It is demonstrated that in the studied case the examined materials for low frequencies  $f_0$  of the current and EMF (at the frequencies about  $10^2 \text{ Hz}$ ) within the range of very long electromagnetic waves (EW) are characterized by very high values of the electrophysical parameter  $\epsilon_r$  (about  $10^{15}$ ). For the very high frequencies  $f_0$  of the current and EMFs (at the frequencies about  $5 \times 10^{13} \text{ Hz}$ ) from the range of infrared radiation the indicated conducting materials are characterized by the  $\epsilon_r$  values of the order of  $(10^2 - 10^4)$  and according to the electrophysical parameter  $\epsilon_r$  they will approach to solid dielectrics and ferroelectrics.

**Keywords:** unmagnetic metals and alloys, electric alternating (pulse) current, electromagnetic field, relative permittivity of metals (alloys), calculation